Druckerhöhung in der zylindersymmetrischen Lichtbogensäule bei überlagertem axialen Magnetfeld

R. Wienecke

IPP 3/3

Dezember 1962



INSTITUT FÜR PLASMAPHYSIK GARCHING BEI MÜNCHEN

Druckerhöhung in der zylindersymmetrischen Lichtbogensäule bei überlagertem axialen Magnetfeld

R. Wienecke

dingung Tue IPP 3/3

Dezember 1962

Die nachstehende Arbeit wurde im Rahmen des Vertrages zwischen dem Institut für Plasmaphysik GmbH und der Europäischen Atomgemeinschaft über die Zusammenarbeit auf dem Gebiete der Plasmaphysik durchgeführt.

ten wird deher durch einen Gredienten des magnetischen Feldes das

Gleichgewicht gehalten: Bien der vorliegenden Untersuchung 1st

I. Einführung

Ist eine zylindersymmetrische Entladung unter hohem Druck (Lichtbogenentladung) in einem Rohr mit dem Radius R, dessen Temperatur T_O ^OK betragen möge, eingeschlossen, so stellen sich in radialer Richtung stationäre Diffusionsströme derart ein, dass das Neutralgas zur Entladungsachse und die geladenen Elektronen und Ionen von der Achse nach aussen diffundieren. Dabei bildet sich ein elektrisches Feld so aus, dass die radiale Diffusionsgeschwindigkeit von Elektronen und Ionen gleich wird, in radialer Richtung also kein elektrischer Strom fliesst. Bedingung für die Stationarität ist ausserdem, dass die Summe aller radialen Massenströme verschwindet.

Uberlagert man einer derartigen Entladungssäule ein axiales Magnetfeld, so wird im Einschwingzustand der Diffusionsstrom der Neutralteilchen zunächst nicht verändert, während derjenige der geladenen Teilchen gehemmt wird. Dadurch kommt es in den heisseren Gebieten zu einem Anstieg des Gesamtdruckes. Dieser steigt so lange an, bis sich ein neues stationäres Gleichgewicht in dem Sinn einstellt, dass die Summe aller Massenströme (Elektronen und Ionen nach aussen, Neutralteilchen nach innen) wieder verschwindet. Besser versteht man den Aufbau eines Druckgradienten, wenn man bedenkt, dass die nach aussen diffundierenden Elektronen und Ionen durch das axiale Magnetfeld in arphi -Richtung abgelenkt werden und sich dadurch ein elektrischer Strom in φ -Richtung ausbildet. Dieser Strom hat ein Magnetfeld zur Folge, das das von aussen angelegte Feld im Innern schwächt. Dem Druckgradienten wird daher durch einen Gradienten des magnetischen Feldes das Gleichgewicht gehalten. Ziel der vorliegenden Untersuchung ist die Berechnung des Druckverlaufs in der Säule einer Hochdruckentladung bei Anwesenheit eines achsenparallelen äusseren Magnetfeldes.

II. Grundgleichungen und Voraussetzungen

Angenommen werde eine stationäre zylindersymmetrische Entladung unendlicher Länge, in der überall lokales thermisches Gleichgewicht ($T_e = T_i = T_o$) herrscht, und in der die Saha-Gleichung zur Berechnung des Ionisationsgrades gültig ist. Die Schwerpunktgeschwindigkeit $\mathscr O$ des Plasmas soll überall verschwinden, wobei eine allenfalls in z-Richtung vorhandene Komponente von $\mathscr O$ die Betrachtungen nicht stört, da wir uns nur für Vorgänge in senkrechter Richtung zur Entladungsachse interessieren. Das von aussen überlagerte Magnetfeld habe nur eine z-Komponente, während das Eigenmagnetfeld des Entladungsstromes vernachlässigt wird. Das Plasma selbst soll quasineutral sein, d.h. es gilt überall $n_i = n_e$.

Als Grundgleichungen werden die von A.Schlüter [1] angegebenen Bewegungsgleichungen für die Komponenten eines Plasmas mit Neutralgas verwandt:

$$g_{i} \frac{d\omega_{i}}{dt} + n_{i} n_{e} \varepsilon_{ie} (\omega_{i} - \omega_{e}) + n_{i} n_{o} \varepsilon_{io} (\omega_{i} - \omega_{o}) = -\text{grad } p_{i} + n_{i} e \psi + n_{i} e [\omega_{i} \times \mathcal{E}]$$
 (1)

$$e^{\frac{d\theta_e}{dt} + n_i n_e \epsilon_{ie} (\theta_e - \theta_i) + n_e n_o \epsilon_{eo} (\theta_e - \theta_o) = -grad p_e - n_e e^{\psi} - n_e e [\theta_e x B]$$
 (2)

$$\int_{0}^{\infty} \frac{d\phi_{0}}{dt} + n_{0} n_{1} \varepsilon_{10} (\phi_{0} - \psi_{1}) + n_{0} n_{e} \varepsilon_{e0} (\phi_{0} - \psi_{0}) = -\text{grad } p_{0}$$
(3)

Eine der drei Bewegungsgleichungen kann man durch die Bewegungsgleichung des Gesamtplasmas ersetzen, wie man leicht durch Addition der Gleichungen (1), (2) und (3) findet:

^[1] A. Schlüter, Z.Naturf. 5a, 72, 1950; 6a, 73, 1951

Dabei ist benutzt worden:

$$p = 2p_1 + p_0$$
 (6)

Die Definition der Schwerpunktgeschwindigkeit liefert:

$$\int \psi = \int_{e} \psi_{e} + \int_{1} \psi_{1} + \int_{0} \psi_{0} = m_{0} \left(n_{1} \frac{m_{e}}{m_{1}} \psi_{e} + n_{1} \psi_{1} + n_{0} \psi_{0} \right) = 0$$
(7)

Die Schwerpunktgeschwindigkeit der Ladungsträger ist definiert durch:

$$(\rho_e + \rho_i) \omega_L = \rho_e \omega_e + \rho_i \omega_i \tag{8}$$

Ausserdem werden benutzt:

Ideale Gasgleichung:

$$p = (2n_1 + n_0)kT; p_1 = n_1kT; p_0 = n_0kT$$
 (9)

Saha-Gleichung:

$$\frac{p_1^2}{p_0} = \frac{2Z_1}{Z_0} \frac{(2\pi m_e)^{3/2} (kT)^{5/2}}{h^3} = \frac{\chi_1}{kT}$$
 (10)

Maxwell-Gleichungen:

$$\mathbf{rot} \ \mathcal{L} = \mathbf{0} \quad (\mathbf{c}_{10} + \mathbf{c}_{10} + \mathbf{c}$$

$$\operatorname{div}_{f} = 0 \qquad \qquad f_{r} = 0 \tag{13}$$

III. Bestimmung des Druckverlaufs in der Entladung

Ersetzt man mit Hilfe der Gleichungen (5), (7) und (8) die Geschwindigkeiten \mathcal{O}_{i} , \mathcal{O}_{e} und \mathcal{O}_{o} durch die Stromdichte \sharp und die Geschwindigkeit \mathcal{O}_{L} , so erhält man:

$$\mathcal{N}_{e} = \mathcal{D}_{L} - \frac{\mathcal{L}}{n_{i}e} \tag{14}$$

$$\mathcal{D}_{1} = \mathcal{D}_{L} + \frac{m_{e}}{m_{1}} \frac{1}{n_{1}e}$$
 (15)

$$\mathcal{W}_{O} = -\frac{n_{1}}{n_{O}} \left(1 + \frac{m_{e}}{m_{1}}\right) \mathcal{W}_{L}$$
 (16)

Setzt man diese Ausdrücke in die Gleichungen (2) und (3) ein, so ergeben sich zwei Gleichungen für f und f

$$-\frac{1}{e}(n_i \varepsilon_{ie} + n_o \varepsilon_{eo}) + n_i (n_o + n_i) \varepsilon_{eo} \mathcal{O}_L = -\text{grad } p_i - n_i e(\mathcal{V} + \mathcal{O}_L \times \mathcal{V}) + \left[\mathbf{v} \times \mathcal{V} \right]$$
(17)

$$\frac{1}{e} \left(\epsilon_{eo} - \frac{m_e}{m_i} \epsilon_{io} \right) n_o - n_i (n_o + n_i) \left(\epsilon_{io} + \epsilon_{eo} \right) \mathcal{D}_L = -\text{grad } p_o$$
 (18)

Aus Gleichung (18) kann man \mathcal{W}_{L} eliminieren und in (17) einsetzen:

$$10_{L} = \frac{1}{n_{1}(n_{0}+n_{1})(\epsilon_{10}+\epsilon_{e0})} \left[\frac{1}{e} (\epsilon_{e0}-\frac{m_{e}}{m_{1}}\epsilon_{10})n_{0}+\text{grad } p_{0}\right]$$
(19)

$$-\frac{1}{e}(n_{i}+n_{o})\left[n_{i}\varepsilon_{ie}(\varepsilon_{io}+\varepsilon_{eo})+n_{o}\varepsilon_{io}\varepsilon_{eo}\right] = -(n_{i}+n_{o})(\varepsilon_{io}-\varepsilon_{eo})\operatorname{grad} p_{i}+$$

$$+\left[(n_{i}+n_{o})\varepsilon_{io}-n_{o}\varepsilon_{eo}\right]\left[1\times\mathcal{E}\right]-n_{i}(n_{i}+n_{o})(\varepsilon_{io}+\varepsilon_{eo})e\mathcal{Y}-e\left[\operatorname{grad} p_{o}\times\mathcal{E}\right] \qquad (20)$$

Bildet man von Gleichung (20) die r-Komponente, so erhält man mit r=0 eine Gleichung für ℓ_r . Bildet man dagegen die γ -Komponente, so erhält man:

$$-\frac{\mathcal{Y}}{e}(n_1 + n_0) \left[n_1 \varepsilon_{ie} (\varepsilon_{io} + \varepsilon_{eo}) + n_0 \varepsilon_{io} \varepsilon_{eo} \right] = eB_z \operatorname{grad}_r p_0$$
 (21)

oder

$$\oint \varphi = -\frac{e^2 B_Z}{(n_1 + n_0) [n_1 \varepsilon_{10} (\varepsilon_{10} + \varepsilon_{e0}) + n_0 \varepsilon_{10} \varepsilon_{e0}]} \text{ grad } \mathbf{r} p_0$$
(21a)

Andererseits gilt mit Gleichung (4)

$$grad_{\mathbf{r}}p = \int P B_{z}$$

Daraus folgt die wichtige Beziehung:

$$grad_{\mathbf{r}} p = \frac{e^2 B_z^2}{(n_i + n_o) [n_i \epsilon_{ie} (\epsilon_{io} + \epsilon_{eo}) + n_o \epsilon_{io} \epsilon_{eo}]} grad p_o$$
 (22)

Mit Hilfe der Saha-Gleichung (10)

 $\frac{p_1^2}{p_0} = S$ (T) und des Daltonschen Gesetzes kann man schreiben:

$$p_0 = p+2S-2\sqrt{pS+S^2} = p_0(p,T)$$
 (23)

$$p_1 = + \sqrt{pS + S^2} - S = p_1(p,T)$$
 (24)

Daraus erhält man durch Differentiation:

grad
$$p_0 = \left(\frac{\partial p_0}{\partial p}\right)_T$$
 grad $p + \left(\frac{\partial p_0}{\partial T}\right)_p$ grad T

grad $p_0 = \frac{p_0}{p_1 + p_0}$ grad $p - \frac{p_0^2}{p_1(p_1 + p_0)} \frac{dS}{dT}$ grad T

(25)

Setzt man diesen Ausdruck in (22) ein, so erhält man schliesslich!

$$\operatorname{grad}_{\mathbf{r}} p = \frac{n_0^2 e^2 B_{\mathbf{z}}^2 \frac{dS}{dT} \operatorname{grad}_{\mathbf{r}} T}{n_1 (n_0 + n_1)^2 \left[n_1 \varepsilon_{10} (\varepsilon_{10} + \varepsilon_{e0}) + n_0 \varepsilon_{10} \varepsilon_{e0} \right] + n_1 n_0 e^2 B_{\mathbf{z}}^2}$$
(26)

Ersetzt man in Gleichung (27) die Teilchendichten durch die Partialdrucke und diese entsprechend den Gleichungen (23) und (24) durch den Gesamtdruck und die Temperatur, so ist:

Da T eine eindeutig umkehrbare Funktion des Radius r ist, kann man weiter schreiben:

$$\operatorname{grad}_{\mathbf{r}} p = \frac{\mathrm{d}p}{\mathrm{d}T} \operatorname{grad}_{\mathbf{r}} T$$

Führt man dies in Gleichung (27) ein, so erhält man eine Differentialgleichung in p und T, da die Reibungskoeffizienten nur von der Temperatur abhängen. Es muss allerdings noch die magnetische Induktion berechnet werden, die natürlich nicht gleich der von aussen angelegten Induktion $B_{\rm oz}$ sein kann.

Das von aussen durch Spulen erzeugte magnetische Feld ${\rm B_{oz}}$ wird durch das von den jy-Strömen herrührende Feld ${\rm b_{z}}$ geschwächt.

$$B_{z} = B_{OZ} - b_{z} \tag{28}$$

Zur Berechnung von B_z gehen wir nochmals von der Grundgleichung (4) in Vektorform aus, die sich mit Gleichung (12) schreiben lässt:

$$\operatorname{grad} p = \frac{\left[\operatorname{rot} \mathcal{L}_{X} \mathcal{L}\right]}{\mu_{0}} \tag{29}$$

Durch eine Vektorumformung erhält man:

grad
$$p = -\frac{1}{\mu_0} \operatorname{grad} \frac{B^2}{2} + \frac{1}{\mu_0} (\& \operatorname{grad}) \&$$
 (30)

Da der letzte Term der Gleichung (30) bei der vorhandenen Geometrie verschwindet, geht (30) über in:

$$\operatorname{grad}\left(p + \frac{B^2}{2\mu_0}\right) = 0 \tag{31}$$

Integriert liefert dies: " Mandbuen der Physik, Bd. XII, S. 345)

$$p + \frac{B_z^2}{2\mu_0} = p_A + \frac{B_{0z}^2}{2\mu_0} = const.$$
 (32)

p_A bedeutet dabei den Gasdruck ausserhalb der Leitfähigkeitszone. In diesem Bereich ist die magnetische Induktion gleich der von aussen angelegten.

Im Gebiet der elektrischen Leitfähigkeit erhält man für die magnetische Induktion mit (32)

$$B_{z}^{2} = B_{zo}^{2} + 2\mu_{o} (p_{A}-p)$$
 (33)

Dieser Ausdruck muss in die vorangehenden Gleichungen stets eingesetzt werden. Für die Integration sind die Grössen B_{zo}^{2} und p_{A} feste Parameter.

 $q_{1e} = \frac{e^4}{(kT)^2} \ln \frac{kT}{2} = \frac{2.78 \cdot 10^{-6}}{10} \ln \frac{(kT)^{4/3}}{2.1/3}$ (36)

 $Q_{1e} = \frac{2.78 \cdot 10^{-6}}{\pi^2} \ln \Lambda$, $\ln \Lambda = -2.634 + 3.071 \log^{10} T - 0.768 \log^{10} p_e$

Die beiden anderen Wirkungsquerschnitte Q₁₀ und Q_{eo} sind nicht sonderlich genau bekannt. Sie sollen deshalb zunächst als Parameter beibehalten werden.

^[2] H. Maecker, T. Peters und H. Schenk, Z. Phys. 139, 448, 1948

IV. Berechnungen des Druckverlaufes für eine Wasserstoffentladung

Vorausgesetzt werden soll, dass die Anfangstemperatur bereits so hoch ist, dass keine Wasserstoffmoleküle mehr vorhanden sind.

Für die Reibungskoeffizienten $\epsilon_{\rm kl}$ liefert ein Vergleich mit der kinetischen Gastheorie (s. Handbuch der Physik, Bd.XII, S.345)

$$\varepsilon_{k1} = \frac{4}{3} \sqrt{\frac{8}{\pi} kT \frac{m_k \cdot m_1}{m_k + m_1}} Q_{k1}$$
 (34)

wobei Q_{kl} gleich dem Wirkungsquerschnitt für den Stoss eines Teilchens der Sorte k gegen ein solches der Sorte l ist. Für unseren Fall wird:

$$\varepsilon_{io} = \frac{4}{3} \sqrt{\frac{8}{\pi} kT \frac{m_o}{2}} Q_{io}$$

$$(35)$$

$$\varepsilon_{\text{eo}} = \frac{4}{3} \sqrt{\frac{8}{\pi} \text{ kT m}_{\text{e}}} Q_{\text{eo}}$$

$$\varepsilon_{ie} = \frac{4}{3} \sqrt{\frac{8}{\pi} \, \text{kT m}_e} \, Q_{ie}$$

Für den Wirkungsquerschnitt \mathbf{Q}_{ie} ist nach H.Maecker, T.Peters und H.Schenk [2] einzusetzen:

$$Q_{ie} = \frac{e^4}{(kT)^2} \ln \frac{kT}{e^2 n_e^{1/3}} = \frac{2.78 \cdot 10^{-6}}{T^2} \ln \frac{(kT)^{4/3}}{e^2 p_e^{1/3}}$$
(36)

$$Q_{ie} = \frac{2,78 \cdot 10^{-6}}{T^2} \ln \Lambda$$
, $\ln \Lambda = -2,634+3,071 \log^{10} T-0,768 \log^{10} p_e$

Die beiden anderen Wirkungsquerschnitte Q_{10} und Q_{e0} sind nicht sonderlich genau bekannt. Sie sollen deshalb zunächst als Parameter beibehalten werden.

^[2] H.Maecker, T.Peters und H.Schenk, Z.Phys. 139, 448, 1948

Setzt man die $\epsilon_{\rm kl}$ -Werte in Gleichung (27) ein, so erhält man mit einer kleinen Umformung:

$$\frac{dp}{dT} \frac{\left[p+2S-2\sqrt{pS+S^{2}}\right]}{\sqrt{pS+S^{2}}} e^{2} \frac{dS}{dT}$$

$$\frac{dp}{dT} \sqrt{pS+S^{2}} \frac{\left[p+S-\sqrt{pS+S^{2}}\right]}{\sqrt{pS+S^{2}}} \frac{1,25\cdot 10^{-25}}{kT} Q_{10} \left[\left(\sqrt{pS+S^{2}-S}\right)\frac{2,78\cdot 10^{-6}}{T^{2}} \ln \Delta \cdot \frac{1}{2}\right] }{\ln \Delta \cdot \frac{1}{2}} e^{2} Q_{10} + \left[\sqrt{pS+S^{2}-S}\right] e^{2} Q_{20} + \left[\sqrt{pS+S^{2}-S}\right] e^{2} Q_{20}$$

$$(37)$$

Für die in der Saha-Gleichung (10) auftretende Ionisationsenergie fand der Wert E_1 =13,54 eV Verwendung.

Fur B_z² muss eingesetzt werden:

$$B_z^2 = B_{oz}^2 + 2\mu_o (p_A - p)$$

Parameter für die maschinelle Integration sind dann:

$$B_{oz}$$
, p_A , Q_{io} und Q_{eo}

In Fig.1 ist für die Aussendrucke $p_A=1\cdot 10^5 \frac{dyn}{cm^2}$ und $p_A=1\cdot 10^4 \frac{dyn}{cm^2}$ bei einer magnetischen Induktion $B_{oz}=20~k$ der Druck in der Entladung über der Temperatur aufgetragen. Parameter an den Kurven sind die Wirkungsquerschnitte Q_{10} und Q_{e0} . Für Q_{e0} wurde einmal der von Maecker angegebene Wert von $120\cdot 10^{-16}$ cm² (Handbuch der Physik, Bd.XII, S.380) und andererseits der von Massey [3] bestimmte Wert verwendet. Man sieht, dass die unterschiedlichen Werte von Q_{e0} vor allem bei grösseren Werten von Q_{10} keinen grossen Einfluss auf den Druckverlauf haben. Der Druckanstieg wird dagegen umso kleiner, je grösser Q_{10} ist. Der Wert von $70\cdot 10^{-16}$ cm² scheint unter Berücksichtigung des Umladungsquerschnittes am wahrscheinlichsten zu sein [4].

^[3] H.S.W.Massey u. E.S.H.Burhop, Electronic and Ionic Impact Phenomena, Oxford, 1952

W.L.Fite, R.F.Stebbings, D.G.Hummer, R.T.Brackmann, Phys.Rev. 119, 663, 1960
 A.Dalgarno, H.N.Yadaw, Proc.Phys.Soc, A66, 173, 1953

Für die weiteren Betrachtungen wurden daher stets die Werte $Q_{10}=70\cdot 10^{-16}~{\rm cm^2}$ und $Q_{eo}=120\cdot 10^{-16}~{\rm cm^2}$ benutzt. In den Figuren 2, 3 und 4 ist bei verschiedenen Aussendrucken der Druckverlauf über der Temperatur aufgetragen, wobei hier das Magnetfeld B_{oz} Parameter ist. Man sieht aus Fig.2, dass bei einem Aussendruck von $p_A=1\cdot 10^4~{\rm dyn.cm^{-2}}$ und einem leicht zu erreichenden Magnetfeld von 30 k der maximale Druck bei vollkommener Ionisation fast den 10-fachen Wert des Aussendruckes erreicht. Je höher der Aussendruck wird, um so geringer wird bei gleichem Aussenmagnetfeld die Druckerhöhung. Die ist natürlich evident, da mit steigendem Druck die freie Weglänge verkleinert wird, und das letztlich entscheidende Verhältnis von freier Weglänge zu Gyrationsradius für Elektronen und Ionen abnimmt. Aber selbst bei einem Aussendruck von 5·10 5 dyn·cm $^{-2}$ ist bei $B_0=30~{\rm k}$ noch eine Druckerhöhung von $\sim 20\%$ festzustellen.

halten worden. In den Figuren 5. 5 und 7 ist wieder der Druckverlauf über der Jemperatur in Abhängigzeit vom Aussendruck und der magnetischen: Induktion aufgetragen.

der Druck bei wellkommener erster Tontsation bei einer Induktion von Zo kr den 10-fachen Wert des Ausgangsdruckes erreicht. Die Temperaturskala ist allerdings gegenüber Wasserstoff wegen der höheren

Tonisationsenergie des Hellims erheblich verschaben, betragt der Aussendruck 5·10 dys/cm2, so ist allerdings die Druckerhöhung er-

[5] Ed. Bates. Atomic and Molecular Processes, Academic Press,

[6] B.Ziegier, E.J. Physlic, 136, 108, 1953

V. Berechnung des Druckverlaufs für eine Heliumentladung

Bei Helium liegt der glückliche Umstand vor, dass die zweite Ionisation erst bei einer Temperatur einsetzt, bei der bereits die erste vollständig abgeschlossen ist, also kein Neutralgas mehr existiert. Aus diesem Grunde lässt sich der Druckverlauf für den Bereich der Einfachionisation ohne Berücksichtigung der zweiten Ionisationsstufe ganz analog wie bei Wasserstoff berechnen. Im Temperaturgebiet der Zweifachionisation muss sich derselbe Effekt wiederholen, jedoch ist von einer Berechnung hier abgesehen.

Zur quantitativen Berechnung des Druckverlaufes ist es nur notwendig, in Gleichung (27) andere Werte für die Reibungskoeffizienten $\epsilon_{,ik}$ und die Saha-Gleichung einzusetzen.

Für den Wirkungsquerschnitt Q_{eo} wurde der im Handbuch der Physik Bd.XII von Maecker angegebene Wert von $Q_{eo}=5\cdot 10^{-16}$ cm² benutzt. Er stimmt etwa mit dem aus der Darstellung von Bates [5] zu berechnenden Wert von $Q_{eo}^B=8,4\cdot 10^{-16}$ cm² überein.

Beim Querschnitt Q_{io} wurde ein Wert von Q_{io} =100·10⁻¹⁶ cm² verwandt. Dieser Querschnitt setzt sich additiv aus dem Umladungsquerschnitt und dem Querschnitt für elastische Streuung zusammen [6]. Der Coulombquerschnitt Q_{ei} ist wie für Wasserstoff beibehalten worden.

In den Figuren 5, 6 und 7 ist wieder der Druckverlauf über der Temperatur in Abhängigkeit vom Aussendruck und der magnetischen Induktion aufgetragen.

Auch hier sieht man, dass bei einem Aussendruck von $p_A=1\cdot 10^4 dyn/cm^2$ der Druck bei vollkommener erster Ionisation bei einer Induktion von 30 kl den 10-fachen Wert des Ausgangsdruckes erreicht. Die Temperaturskala ist allerdings gegenüber Wasserstoff wegen der höheren Ionisationsenergie des Heliums erheblich verschoben. Beträgt der Aussendruck $5\cdot 10^5$ dyn/cm², so ist allerdings die Druckerhöhung erheblich niedriger als bei Wasserstoff.

^[5] Ed.Bates, Atomic and Molecular Processes, Academic Press, S.315, 1962

^[6] B.Ziegler, Z.f.Physik, 136, 108, 1953

Zusammenfassung

Uberlagert man einer zylindersymmetrischen Lichtbogensäule ein axiales Magnetfeld, so werden die nach aussen gerichteten Diffusionsströme von Elektronen und Ionen anfangs gehemmt, während die Neutralteilchen zunächst nicht beeinflusst werden. Hierdurch kommt es zum Anstieg des Gesamtdruckes in den heisseren Gebieten. Ausgehend von den Impulserhaltungsgleichungen für die Einzelkomponenten wird für Wasserstoff und Helium der Druckverlauf in Abhängigkeit von der Temperatur unter Variation des von aussen angelegten Magnetfeldes und des Gasdruckes am äusseren Rand der Leitfähigkeitszone berechnet und diskutiert.

P₁ 130° (6yn cm²)

50 kr

40 kr

20 kr

10°

10°

10°

20 kr

10°

10°

20 kr

10°

20 kr

10°

20 kr

10°

20 kr

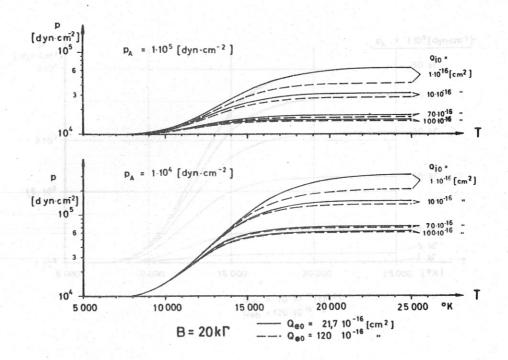


Abb.1 Druckverlauf über der Temperatur für verschiedene Wirkungsquerschnitte Q_{10} und Q_{e0} . Magnetische Induktion 20k Aussendruck $p_A=1\cdot 10^5$ dyn/cm². - Wasserstoff und $p_A=1\cdot 10^4$ dyn/cm².

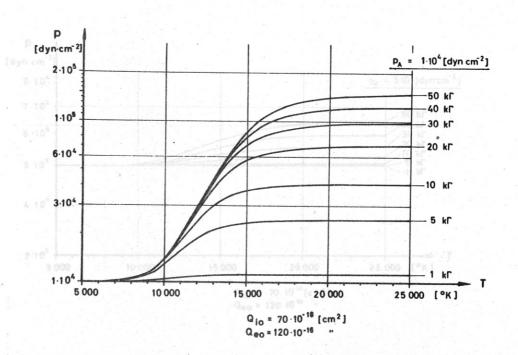


Abb.2 Druck in Abhängigkeit von der Temperatur für verschiedene magnetische Induktionen. Aussendruck pA=1·10⁴ dyn/cm². - Wasserstoff

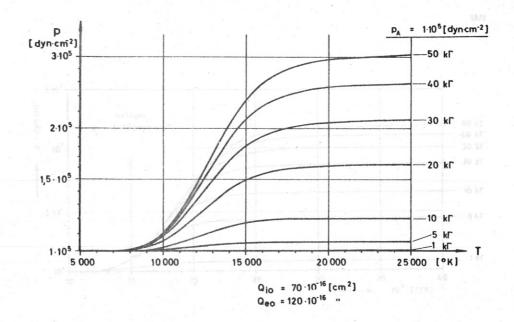


Abb.3 Druck in Abhängigkeit von der Temperatur für verschiedene magnetische Induktionen. Aussendruck pA=1·1o5 dyn/cm². - Wasserstoff

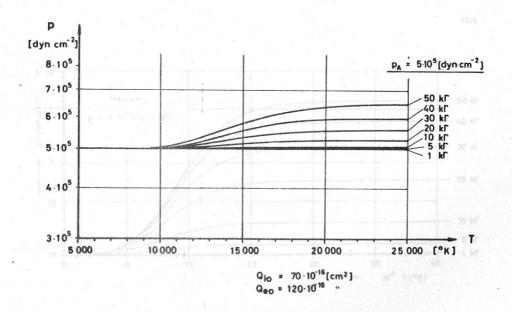


Abb.4 Druck in Abhängigkeit von der Temperatur für verschiedene magnetische Induktionen. Aussendruck pA=5.105 dyn/cm2. - Wasserstoff

13/4

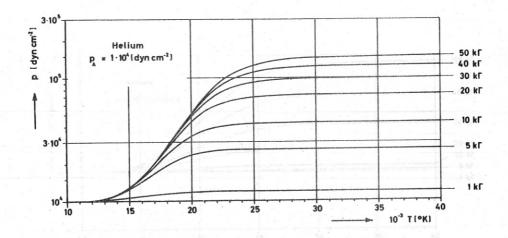


Abb.5 Druck in Abhängigkeit von der Temperatur für verschiedene magnetische Induktionen. Aussendruck pA=1·10⁴ dyn/cm². - Helium

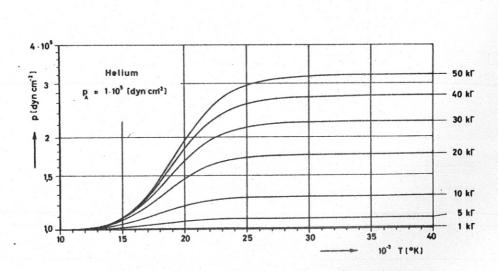


Abb.6 Druck in Abhängigkeit von der Temperatur für verschiedene magnetische Induktionen. Aussendruck p $_{\rm A}$ =1.10 5 dyn/cm 2 . - Helium

13/6

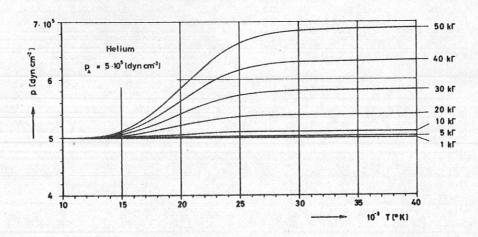


Abb.7 Druck in Abhängigkeit von der Temperatur für verschiedene magnetische Induktionen. Aussendruck p $_{A}$ =5·1o 5 dyn/cm 2 . - Helium